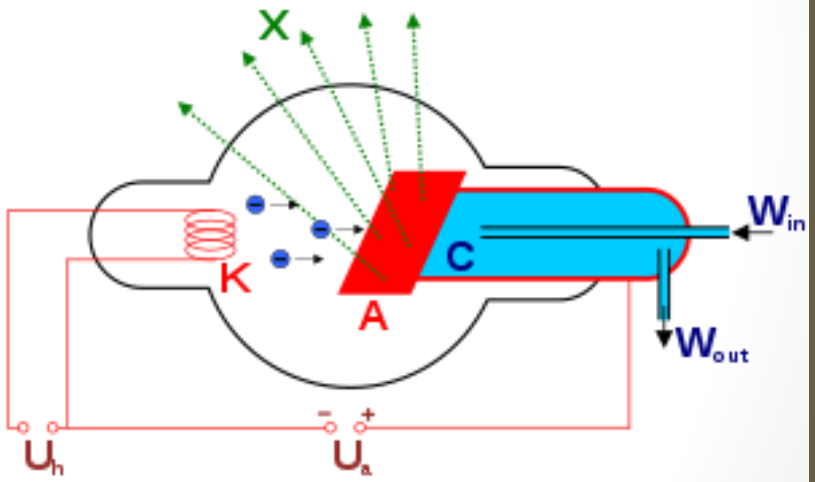
ФОТОНИ

к.ф.-м.н., ст. викл. Пилипенко О.В.

Гальмівне рентгенівське випромінювання.

У 1895 р. Рентген виявив, що при бомбардуванні скла й металів швидкими електронами виникає випромінювання, яке має велику проникну здатність. Сам Рентген назвав відкрите ним випромінювання Х-променями (ікс-променями). Потім воно отримало назву **рентгенівських променів**. Подальші дослідження показали, що рентгенівське випромінювання є електромагнітним випромінюванням з довжиною хвилі в межах від 10^{-2} нм до 10 нм

Катод К є джерелом вільних електронів, які випромінюються внаслідок термоелектронної емісії. Мішенню є анод А, який називають також антикатодом. Його виготовляють із важких металів (W , Cu , Pt і т.д.).



Потрапивши в речовину антикатода, електрони сильно гальмуються і стають джерелом електромагнітних хвиль. При достатньо великій початковій швидкості електронів, крім гальмівного випромінювання (тобто випромінювання, яке обумовлене гальмуванням електронів), збуджується також характеристичне випромінювання (викликане збудженням внутрішніх електронних оболонок атомів антикатода).

Довжина хвилі, на яку припадає максимум потужності випромінювання, повинна зменшуватися зі збільшенням швидкості електронів, тобто напруги U на трубці. На рис.2 подані експериментальні криві розподілу потужності гальмівного рентгенівського випромінювання за довжинами хвиль, які отримані для різних значень U.

криві розподілу потужності не йдуть до початку координат, а обриваються при скінченних значеннях довжини хвилі λ_{min}. Ці значення довжини хвиль називають ***короткохвильовою межею рентгенівського випромінювання.***

$$\lambda = 1239 / U$$

величина кванта не може перевищувати енергію електрона

$$\hbar\omega \le eU \qquad \omega_{max} = eU / \hbar$$

$$\lambda_{min} = \frac{2\pi c}{\omega_{max}} = \frac{2\pi\hbar c / e}{U}$$

$$\hbar = \frac{1239 \cdot 10^{-9} e}{2\pi c} = 1{,}053 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

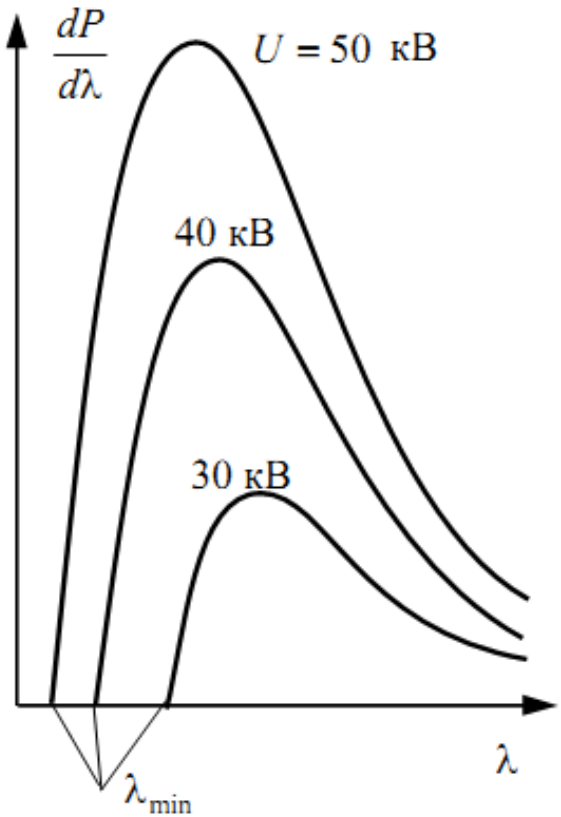


Рисунок 2 – Криві розподілу потужності гальмівного рентгенівського випромінювання за довжинами хвиль

Зовнішній фотоефект.

Фотоелектричним ефектом, або фотоефектом називається вибивання електронів речовиною під дією світла. Це явище було відкрито Г.Герцом у 1887 р.

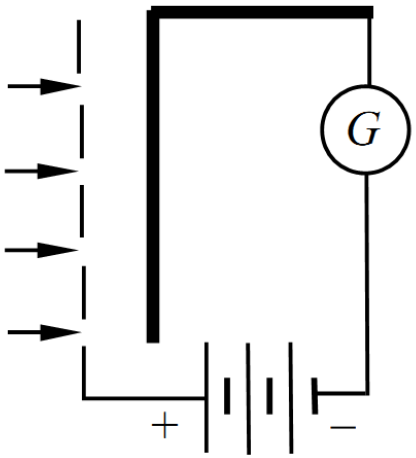


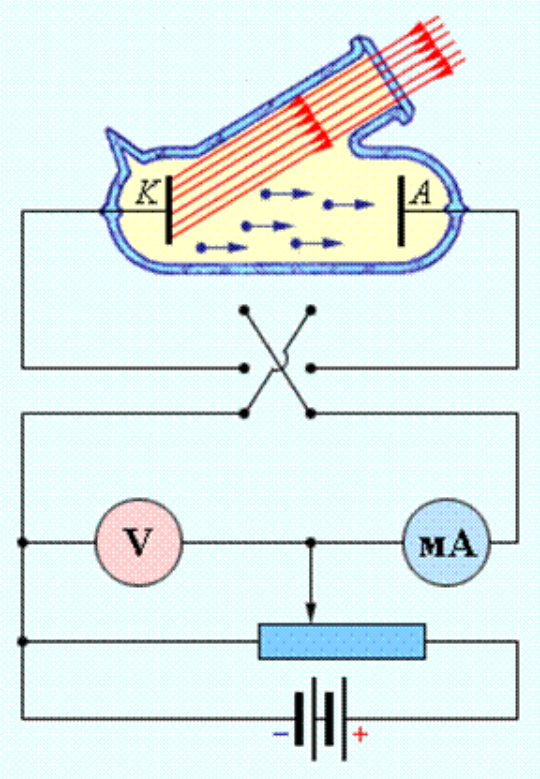
Рисунок 3.

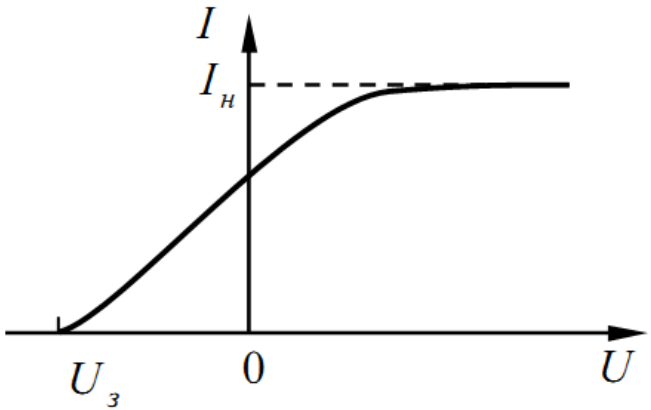
У 1888-1889 рр. А.Г.Столєтов провів систематичне дослідження фотоефекту за допомогою установкии, схема якої показана на рис.3.

Конденсатор, що утворений дротяною сіткою й суцільною пластиною, був включений послідовно з гальванометром G у ланцюг батареї. Світло, проходячи через сітку, падало на суцільну пластину. У результаті в електричному колі виникав струм, який реєструвався гальванометром. На базі своїх дослідів Столєтов дійшов до таких висновків: 1) найбільшу дію мають ультрафіолетові промені; 2) сила струму зростає зі збільшенням освітленості пластини; 3) заряди, що випускаються під дією світла, мають від’ємний знак.

Через 10 років (у 1898 р.) Ленард і Томсон, вимірявши питомий заряд частинок, які вибиваються під дією світла, встановили, що ці частинки є електронами (електрон був відкритий Томсоном у 1897 р.).

Ленард й інші дослідники вдосконалили прилад Столєтова





щоб сила струму стала дорівнювати нулю, потрібно прикласти **затримуючу напругу** $U_з$

$$\frac{1}{2}m\upsilon_m^2 = eU_з$$

Таким чином, дослідним шляхом були встановлені три закони фотоефекту:

1) Максимальна початкова швидкість фотоелектронів визначається частотою світла й не залежить від його інтенсивності.
2) Для кожної речовини існує червона межа фотоефекту, тобто така найменша частота світла w_0 , при якій ще можливий фотоефект.
3) Число фотоелектронів, що вириваються з катода за одиницю часу (струм насичення $I_н$), прямо пропорційне інтенсивності світла.
4) Фотоефект - явище безінерційне (дослідження показали, що час між паданням світла і виходом електронів з металу не перевищує 10^{-8} с).

Формула Ейнштейна для фотоефекту

У 1905 р. А. Ейнштейн показав, що всі закономірності фотоефекту легко пояснюються, якщо припустити (гіпотеза Ейнштейна), що світло поглинається такими самими порціями *hw* (квантами), якими він, за припущенням Планка, випромінюється.

$$\boxed{\hbar\omega = \frac{1}{2} m\upsilon_m^2 + A}$$

У 1916 р. Міллікен створив прилад, у якому досліджувані поверхні піддавалися очищенню у вакуумі, після чого вимірялася робота виходу й досліджувалася залежність максимальної кінетичної енергії фотоелектронів від частоти світла (ця енергія визначалася шляхом виміру затримуючого потенціалу Uз).

Для виникнення фотоефекту необхідне виконання умови $\hbar\omega \geq A$

$$\omega \geq \omega_0 = A / \hbar$$

$$\lambda \leq \lambda_0 = \frac{2\pi\hbar c}{A}$$

Частота w_0 або довжина хвилі λ_0 називається червоною межею фотоефекту.

Фотони. Дослід Боте.

Ейнштейн висунув гіпотезу, що світло й поширюється у вигляді дискретних частинок, які спочатку назвали світловими квантами. Потім ці квазічастинки отримали назву **фотонів**.

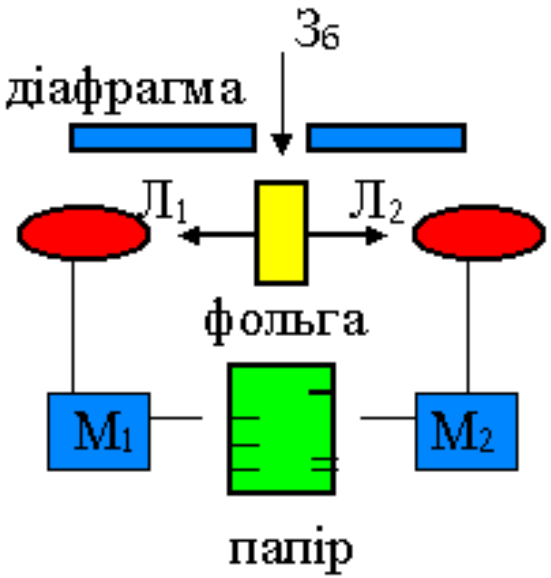


Рисунок 6 – Схема досліду Боте.

Властивості фотонів

- Енергія фотона $\boxed{E = \hbar\omega}$
- Швидкість фотона $\boxed{\upsilon = c}$
- Енергія E й імпульс частинки p , як випливає зі спеціальної теорії відносності, пов'язані між собою таким виразом: $\boxed{p = \frac{E}{c^2}\upsilon}$ + $\boxed{E = \hbar\omega}$ = $\boxed{p = \frac{E}{c^2}c = \frac{\hbar\omega}{c}}$

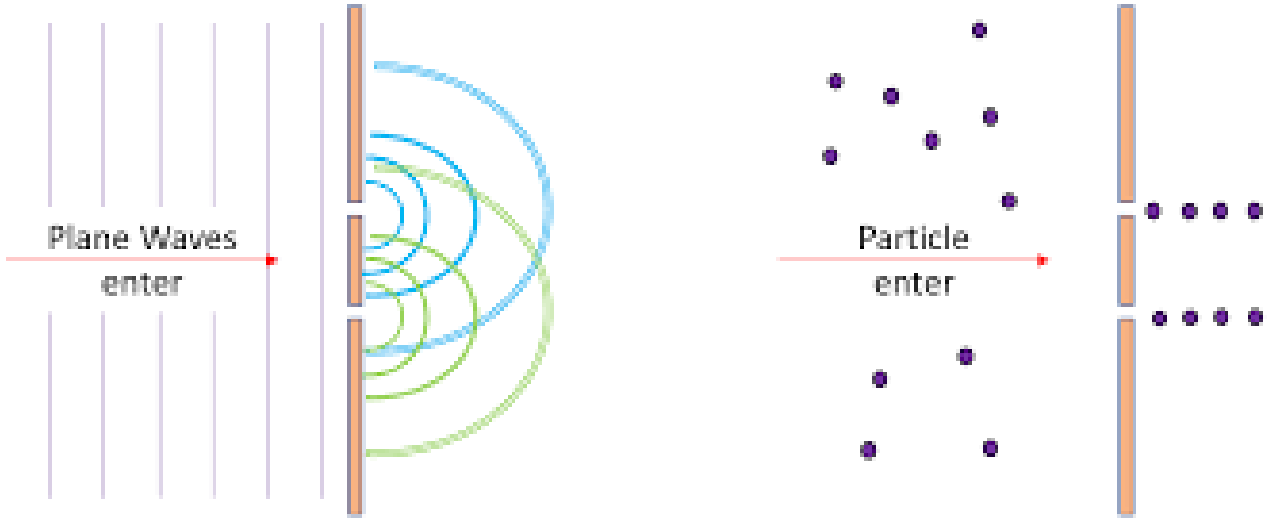
ω=>λ $\boxed{p = \frac{\hbar 2\pi}{\lambda} = \hbar k}$ k – хвильове число

- Фотон летить у напрямку поширення електромагнітної хвилі, тому: $\boxed{\vec{p} = \hbar\vec{k}}$
- Зі спеціальної теорії відносності також відоме співвідношення, яке пов'язує імпульс p , повну енергію E та масу спокою m частинки: $E^2 - c^2p^2 = m^2c^4$

$$m = \frac{\sqrt{E^2 - c^2p^2}}{c^2} = \frac{\sqrt{(\hbar\omega)^2 - c^2(\hbar\omega/c)^2}}{c^2} = 0\,.$$

- Отже, маса спокою фотона дорівнює нулю.

Світло виявляє **корпускулярно хвильовий дуалізм** (подвійність): в одних явищах проявляється його хвильова природа, і він веде себе як електромагнітна хвиля, в інших явищах проявляється корпускулярна природа світла, і він веде себе як потік фотонів.



Хвильові властивості світла з точки зору корпускулярних уявлень пов’язані зі статистичними властивостями потоку фотонів.

Ефект Комптона.

У 1923 р. Комптон, досліджуючи розсіювання рентгенівських променів різними речовинами, виявив, що в розсіяних променях разом з випромінюванням початкової довжини хвилі λ містяться також промені більшої довжини хвилі λ’. Різниця Δλ = λ’-λ виявилася залежною тільки від кута θ між напрямками розсіяного випромінювання та первинного пучка. Виявилось, що від довжини хвилі λ й від природи речовини, на якій відбувається розсіювання, Δλ не залежить.

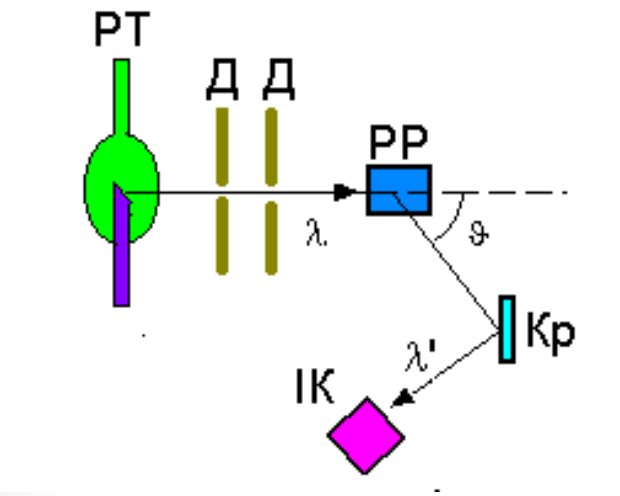


Рисунок 8 – Схема досліду Комптона

Діафрагма Д виділяє вузький пучок монохроматичного (характеристичного) рентгенівського випромінювання який спрямовується на розсіювальну речовину РР. Спектральний склад розсіяного випромінювання досліджується за допомогою рентгенівського спектрографа, який складається із кристала Кр й іонізаційної камери ІК.

Нехай на вільний електрон, який у початковому стані перебуває у стані спокою, падає фотон з енергією $\hbar\omega$ й імпульсом $\hbar\bar{k}$ (рис. 75.3). Енергія електрона до зіткнення дорівнює mc^2 (m – маса електрона), імпульс дорівнює нулю. Після зіткнення електрон буде мати імпульс $\bar{p}$ й енергію, яка дорівнює $c\sqrt{p^2+m^2c^2}$ (див. відповідну формулу спеціальної теорії відносності). Енергія й імпульс фотона також зміняться й будуть дорівнювати $\hbar\omega'$ й $\hbar\bar{k}'$. Із законів збереження енергії й імпульсу випливають дві рівності:

$$\hbar\omega + mc^2 = \hbar\omega' + c\sqrt{p^2+m^2c^2}\,, \qquad (75.1)$$

$$\hbar\bar{k} = \bar{p} + \hbar\bar{k}' \qquad (75.2)$$

Розділимо першу рівність на c й напишемо її у вигляді

$$\sqrt{p^2+m^2c^2} = \hbar(k-k') + mc$$

($\omega/c = k$). Піднесення до квадрата дає

$$p^2 = \hbar^2(k^2+k'^2-2kk') + 2\hbar mc(k-k')\,. \qquad (75.3)$$

З (75.2) випливає, що

$$p^2 = \hbar^2(\bar{k}-\bar{k}')^2 = \hbar^2(k^2+k'^2-2kk'\cos\theta) \qquad (75.4)$$

(θ – кут між векторами $\bar{k}$ й $\bar{k}'$, див. рис. 75.3). З порівняння виразів (75.3) і (75.4) отримуємо

$$mc(k-k') = \hbar kk'(1-\cos\theta)\,.$$

Помножимо цю рівність на 2π й розділимо на $mckk'$:

$$\frac{2\pi}{k'} - \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1-\cos\theta)\,.$$

Нарешті, врахувавши, що $2\pi/k = \lambda$, прийдемо до формули

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_C(1-\cos\theta)\,, \qquad (75.5)$$

де

$$\lambda_C = \frac{2\pi\hbar}{mc}\,. \qquad (75.6)$$

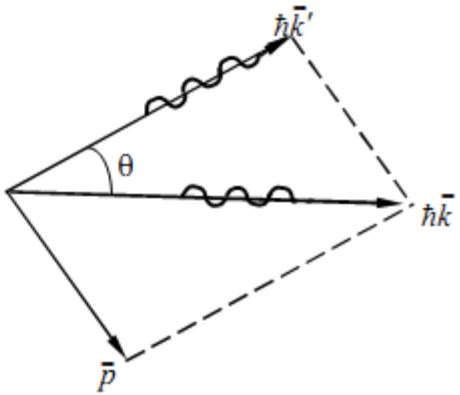


Рисунок 75.3 – Розсіювання рентгенівського фотона на електроні, який спочатку перебував у стані спокою: $\bar{p}$ – імпульс електрона; $\hbar\bar{k}$ – імпульс фотона до зіткнення з електроном; $\hbar\bar{k}'$ – імпульс фотона після зіткнення; θ – кут розсіювання

$$\lambda_C = \frac{2\pi\hbar}{mc}. \qquad (75.6)$$

Обумовлена цим виразом величина λ_C називається ***комптонівською довжиною хвилі*** тієї частинки, маса m якої мається на увазі. У розглянутому нами випадку λ_C – комптонівська довжина хвилі електрона. Підстановка значень $\hbar$, m і c дає для λ_C електрона значення

$$\lambda_C = 0{,}00243 \text{ нм}. \qquad (75.7)$$

Результати вимірів Комптона знаходяться у повній узгодженості з формулою (75.5), якщо підставити в неї значення (75.7) для λ_C.

4 При розсіюванні фотонів на електронах, зв'язок яких з атомом достатньо сильний, обмін енергією й імпульсом відбувається з атомом як цілим. Оскільки маса атома набагато перевершує масу електрона, комптонівське зміщення у цьому випадку є дуже малим й λ' практично збігається з λ. У міру зростання атомного номера збільшується відносне число електронів із сильним зв'язком, чим і обумовлюється ослаблення зміщеної лінії.